

SCHÉMA DE NIVEAUX DE ^{223}Ra I. RAYONNEMENTS γ ÉMIS DANS LA DÉSINTÉGRATION $^{227}\text{Th} \rightarrow ^{223}\text{Ra}$

Par CHANTAL BRIANÇON et ROBERT WALEN,

Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, 91-Orsay.

(Reçu le 24 avril 1969.)

Résumé. — Les transitions γ dans ^{223}Ra ont été étudiées à l'aide de diodes Ge-Li en faisant appel à différents procédés de purification et de mesure afin de minimiser l'importance des six descendants radioactifs. A peu près 180 transitions parmi celles observées ont pu être placées dans le schéma de niveaux.

Abstract. — Gamma transitions in ^{223}Ra have been studied with Ge-Li diodes using different ways of purification in order to minimize the influence of the six radioactive daughter products. About 180 of the observed transitions have been introduced in the decay scheme.

Parmi les noyaux très lourds, émetteurs α , le ^{227}Th présente une désintégration particulièrement complexe : d'une part, la densité de niveaux aux faibles énergies d'excitation est des plus élevées (environ 60 états excités entre 0 et 1 MeV) d'autre part, pour le noyau ^{223}Ra auquel on aboutit et qui est à déformation intermédiaire, une interprétation classique en termes de niveaux de Nilsson avec familles rotationnelles et bandes vibrationnelles s'avère partielle et approximative.

Cette désintégration a été étudiée à plusieurs reprises par nous par spectrométrie α [1], spectrométrie des électrons de conversion [2], [3], [4], [5] et spectrométrie γ [7].

Un premier essai d'interprétation globale avait été donné [6], [7] sur la base des résultats acquis jusqu'en 1966. Depuis, au fur et à mesure de l'amélioration des techniques nucléaires, beaucoup de problèmes ont été repris, en particulier la spectrométrie γ directe et de coïncidences, ce qui a remis en question un certain nombre d'hypothèses qui avaient été formulées lors de la première interprétation.

Par ailleurs, depuis l'étude de ce noyau par Pilger [8] en 1957, la seule donnée récente sur ce sujet a été le spectre γ de basse énergie publié par Davidson et Connor [9], [9 bis] auquel nous comparons nos résultats.

A cela on peut joindre aussi le spectre γ émis dans la transition $^{223}\text{Fr} \xrightarrow{\beta} ^{223}\text{Ra}$ étudiée par Maria, Ythier, Polak et Wapstra [10].

Nous donnons donc ici les résultats observés en spectrométrie γ jusqu'à 1 025 keV, à l'aide de diodes Ge-Li, la partie des hautes énergies de ce spectre ayant fait l'objet d'une publication préalable [13].

Conditions expérimentales. — La principale difficulté rencontrée dans l'étude des spectres émis dans la désintégration $^{227}\text{Th} \rightarrow ^{223}\text{Ra}$ ($T = 18,2$ j) est l'accumulation des dérivés de ^{227}Th dont la filiation est : ^{223}Ra (11,2 j) \rightarrow ^{219}Rn (4 s) \rightarrow ^{215}Po (1,8 ms) \rightarrow ^{211}Pb (36 mn) \rightarrow ^{211}Bi (2,1 mn) \rightarrow ^{207}Tl (4,8 mn) \rightarrow ^{207}Pb . Le spectre γ émis par ces dérivés est bien connu, nous en avons effectué au préalable l'étude par une méthode qui différencie les dérivés entre eux au moyen de la volatilité de leurs oxydes [11].

Néanmoins, il a été nécessaire de recourir à différents procédés pour arriver à obtenir des spectres à haute statistique de ^{227}Th pur. Un grand nombre de rayonnements dans ^{223}Ra sont en effet masqués par certaines transitions beaucoup plus intenses qui ont lieu dans les noyaux dérivés de ^{223}Ra , à moins d'éliminer ce dernier au fur et à mesure de sa formation.

1. PROCÉDÉ PAR RENOUVELLEMENT DES SOURCES. — Le thorium 227 est extrait d'une solution de ^{227}Ac par le thénol-trifluoro-acétone (T.T.A.) en solution 4M dans le xylène, solution lavée par HNO_3 -0,1N juste avant chaque prélèvement pour les mesures. Ce type de source est remplacé toutes les demi-heures. Une telle méthode, si elle donne un taux moyen de dérivés inférieur à 1 ‰, se prête cependant mal à l'obtention de statistiques élevées. Nous avons eu recours à un procédé voisin pour obtenir les intensités absolues des raies les plus importantes, en évaporant la solution complexée de thorium, afin de pouvoir la mesurer au préalable par son rayonnement α en intensité absolue.

2. PROCÉDÉS PAR PURIFICATION CONTINUE. — a) Région d'énergie 0-450 keV. — Cette gamme d'énergie a

TABLEAU I

E (keV)	$\pm \Delta E$	I	$\pm \%$	ATTRIBUTION	RE-MARQUES	AUTRES AUTEURS		
						E	I	RÉF.
—	—	—	—	—	—	—	—	—
6	—	—	—	130,3 — 123,9	(a)	6,3	$\leq 1,4$ (— 3)	[9]
8	0,2	—	—	350,5 — 342,5		8,3	≤ 1 (— 4)	[9]
—	—	—	—	—	(b)	14,8	$\leq 1,8$ (— 3)	[9]
20,3	0,2	2 (— 3)	30	50,2 — 29,9				
29,9	0,2	1 (— 3)	27	29,9 — 0	(c)	29,9	6 (— 5)	[9]
31,6	0,2	8 (— 4)	27	61,5 — 29,9	(c)	31,6	6 (— 5)	[9]
					(e)	40,2	~ 1 (— 4)	[9]
42,1	0,3	4 (— 4)	20	376,4 — 334,5	(e)			
43,8	0,2	2,3 (— 3)	12	329,9 — 286,2	(e)	43,7	8 (— 4)	[9]
44,1	—	} ~ 2 (— 4)		123,9 — 79,8	(d)			
44,4	—			174,7 — 130,3	(d)			
48,3		1 (— 4)	10	334,5 — 286,2	(e)			
49,9		6 (— 3)	30	79,8 — 29,9	(d) (e)			
50,2	0,2	8,4 (— 2)	5	50,2 — 0	(e)	50,1 + 49,9	4,4 (— 2)	[9]
56,1		1 (— 4)	30	342,5 — 286,2	(e)			
56,6		1,7 (— 4)	30	342,9 — 286,2	(e)	56,5	—	[9]
61,5	0,2	9 (— 4)	20	61,5 — 0		} 62,2	2,8 (— 3)	[9]
62,5	0,2	2 (— 3)	15	123,9 — 61,5				
68,8	0,2	5,7 (— 4)	15	130,3 — 61,5		68,7	3,3 (— 4)	[9]
72,9	0,1	2,8 (— 4)	20	247,5 — { 174,7 174,6	(e)	72,9	2,9 (— 4)	[9]
73,7	0,1	2 (— 4)	15	123,9 — 50,2	(e)			
75,1	0,3	2,3 (— 4)	30	405,0 — 329,9	(f)			
77,4	0,4	~ 1 (— 4)		(538 — 460,2)	(f)			
79,8	0,2	2 (— 2)	10	79,8 — 0		79,8	2,2 (— 2)	[9]
—	—	—	—	—	(h)	84	—	[9]
94,0	0,2	1,4 (— 2)	10	123,9 — 29,9		94,0	1,4 (— 2)	[9]
95,0		1,2 (— 4)	15	174,7 — 79,8	(e) (g)	95,2	$\sim 1,8$ (— 3)	[9]
96,1	0,2	7 (— 4)	25	376,4 — 280,3				

(a) Observé par diffraction cristalline [3].

(b) Davidson *et al.* [9] estiment que la composante $X_{L\beta}$ de Ra est trop intense et contient une composante γ . Les spectres X_L de plusieurs émetteurs de Z voisin sont très semblables, les lignes L_β étant plutôt plus intenses. Par ailleurs, les rapports $L_\alpha/L_\beta/L_\gamma$ varient un peu en fonction des multipolarités des rayonnements convertis qui y contribuent. L'existence d'un rayonnement γ de 14,8 keV ne pourrait être décidée que sur la base de raies de conversion qui n'ont été observées ni par Gelletly cité en [9], ni par nous-mêmes.

(c) Entre 30 et 60 keV, nos intensités diffèrent beaucoup de celles données par [9]. La courbe d'efficacité de notre diode Ge-Li résulte d'un étalonnage absolu par des rayonnements E_α d'émetteurs alpha paires. Des mesures absolues d'intensité et de conversion totale, effectuées par Péghaire [12] sur le rayonnement (50,2 + 49,9) keV ($I_\gamma = (8,5 \pm 0,5) 10^{-2}$) confirment nos résultats qui, par ailleurs, sont cohérents, pour les transitions de 29,9 et 31,6 keV, avec les coefficients de conversion et les bilans d'alimentation. Les transitions de 49,9 et 50,2 keV sont toutes deux de nature E_1 et le rapport d'intensité se déduit directement de celui des raies de conversion L_1 et L_3 . Une différence inexplicable existe dans cette région entre notre spectre et celui de [9] : le γ de 40,2 keV est invisible dans nos spectres, malgré l'absence pratique de rétrodiffusion.

(d) Transition connue par conversion. L'intensité γ est estimée d'après la multipolarité et les intensités des lignes d'électrons.

(e) Ligne γ résultant d'une décomposition basée sur l'énergie des électrons de conversion.

(f) Ces deux rayonnements ne sont pas les $X_{K\alpha}$ de Bi (absence de K_{α_1} , K_{α_2} de Rn qui seraient vingt fois plus intenses).

(h) Ce rayonnement a été trouvé par [9 bis] en coïncidence avec des γ de ~ 250 keV. En coïncidences α - γ , nous n'observons des rayonnements de 81 et 84 keV que pour l'énergie α correspondant au niveau de 269 keV dans Rn, indiquant qu'il peut s'agir des rayonnements K_{α_2} et K_{α_1} de Rn. Nulle autre part on n'observe de rayonnement de 84 keV. Le taux important des dérivés observés dans les coïncidences γ - γ de [9 bis] permet d'avancer l'hypothèse que, par suite de l'accumulation de Ra, il s'agirait de rayonnement X fortuit. Pour l'instant, il est difficile de conclure.

(g) L'intensité donnée par [9] est en contradiction avec nos résultats ainsi que le montre la figure 2 où la résolution de 0,8 keV permet facilement d'observer que le rapport 95,0/94,0 est de beaucoup inférieur à 10 %. L'intensité que nous donnons est basée sur la multipolarité et les rapports d'intensité des lignes d'électrons.

TABLEAU I (suite)

E (keV)	$\pm \Delta E$	I	$\pm \%$	ATTRIBUTION	RE-MARQUES	AUTRES AUTEURS		
						E	I	RÉF.
100,3	—	8 (— 4)	20	130,3 — 29,9	(^d) (ⁱ)	100,0	1,1 (— 3)	[9]
107,5	0,5	9 (— 5)	30	342,5 — 234,9	(^j)	108,4	~ 8 (— 5)	[9]
113,1	0,2	7,1 (— 3)	10	174,6 } — 61,5	(^k)	113,1	7,7 (— 3)	[9]
117,2	0,2	1,8 (— 3)	10	174,7 }		117,2	1,8 (— 3)	[9]
123,6	—	~ 1 (— 4)		247,5 — 130,3	(^l)			
124,4	—	~ 2 (— 5)		247,5 — 123,9	(^l)			
134,6	0,2	3 (— 4)	20	174,7 — 50,2		134,6	2,5 (— 4)	[9]
141,4	0,2	1,3 (— 3)	15	369,4 — 234,9		141,2	1,4 (— 3)	[9]
150,3	0,5	9 (— 5)	30	376,4 — 234,9				
(162,1)	0,5	~ 9 (— 5)		280,3 — 130,3		162,2	6 (— 5)	[9]
164,9	0,5	1,5 (— 4)	30	(286,2 — 123,9)		164,8	8 (— 5)	[9]
168,7	0,5	1,5 (— 4)	30	445,1 — 280,3	(^m)	168,6	6 (— 5)	[9]
				ou 174,7)				
173,5	0,3	1,6 (— 4)	25	(342,9 — 174,6	(ⁿ)	173,4	1 (— 3)	[9]
184,7	0,3	4 (— 4)	17	234,9 — 61,5	(ⁿ)	184,8	2,9 (— 3)	[9]
197,8	0,5	1,5 (— 4)	27	234,9 — 50,2	(^o)			
201,0	0,4	3,3 (— 4)	25	445,1 — 247,5	(^p)	201,4	2,8 (— 4)	[9]
204,3	0,2	2,1 (— 3)	25	280,3 — 79,8	(^e)	204,3	2,5 (— 3)	[9]
205,0	0,2	1,5 (— 3)	25	334,5 — 130,3	(^e)			
206,2	0,2	2,2 (— 3)	25	234,9 — 29,9	(^e)	206,0	2,2 (— 3)	[9]
210,7	0,2	1,1 (— 2)	10	329,9 — 123,9	(^e)	210,6	9,9 (— 3)	[9]
212,2		5 (— 4)	25	334,5 — 123,9	(^e)	} 212,7	6,4 (— 4)	[9]
213,0		6 (— 4)	25	342,5 — 130,3	(^e)			
219,0	0,2	1,1 (— 3)	12	460,2 — 247,5	(^q)	218,9	8,4 (— 4)	[9]
225,5	1	~ 4 (— 5)		342,9 — 123,9	(^r)			
234,9		4 (— 3)	20	234,9 — 0	(^e)	$\sim 234,9$	4 (— 3)	[9]
236,0	0,2	1,3 (— 1)	8	286,2 — 50,2		236,0	1,03 (— 1)	[9]
246,2	0,3	1 (— 4)	35	376,4 — 130,3			< 3 (— 4)	[9]
250,2		} 4 (— 3)	20	329,9 — 79,8	(^e)	} 250,1	4,9 (— 3)	[9]
250,4				280,3 — 29,9	(^e)			

(^d) Transition connue par conversion. L'intensité γ est estimée d'après la multipolarité et les intensités des lignes d'électrons.

(ⁱ) Superposé à $X_{K\beta_1\beta_2}$ de Ra.

(^j) Cette transition est placée par [9] à partir d'un niveau placé par eux à 442 keV sur la base des énergies de 108,4 et 113,1 keV (voir aussi note (^k)). Des mesures multidimensionnelles α - γ montrent que la seule origine possible est le niveau de 342,5 keV.

(^k) Le rayonnement de 113,1 keV provient de façon très prépondérante du niveau de 174,6 keV (coïncidences α - γ). Il y a cependant incompatibilité entre l'intensité γ , les intensités des raies de conversion et les bilans d'alimentation α . L'unique façon d'expliquer ce désaccord est d'admettre la superposition de deux rayonnements d'énergies très voisines et de multipolarités E_1 et E_2 , ce qui revient à dédoubler le niveau de 174,6 keV en deux niveaux de parités opposées. Contrairement à ce qu'affirme [9], il n'y a pas d'autre rayonnement d'énergie voisine, mais seulement une alimentation du niveau 174,7 keV à partir du niveau de 460,2 keV, ce qui conduit à la cascade (voir aussi note (^s)) : $460,2 (285,4 E_1 - I_\gamma \cong 6 \times 10^{-4}) 174,7 (113,1 E_1 - I_\gamma \cong 4 \times 10^{-4}) 61,5$.

(^l) Rayonnement vu par coïncidences α - γ .

(^m) D'après [9], le départ possible de la transition serait le niveau de 538 keV.

(ⁿ) Noter le désaccord important sur l'intensité avec [9], ce qui ne ressort pas de leur figure 5.

(^o) Interprétation confirmée par coïncidences α - γ .

(^p) C'est l'attribution la plus probable (transition E_1) et qui explique la non-observation de la raie de conversion K superposée à la raie M_{III} de 100,3 keV, raie qui a une intensité correcte.

(^q) Ligne γ résultant d'une décomposition basée sur l'énergie des électrons de conversion.

(^r) Attribué par [9] au niveau 342,5. Le niveau 342,9 est plus probable par suite des énergies assez précises.

(^s) Sur la base de l'énergie, l'origine $460,2 \rightarrow 234,9$ est plus probable que l'origine $350,5 \rightarrow 123,9$ donnée précédemment [5].

TABLEAU I (suite)

E (keV)	$\pm \Delta E$	I	$\pm \%$	ATTRIBUTION	RE-MARQUES	AUTRES AUTEURS		
						E	I	RÉF.
252,6		1 (— 3)	25	376,4 — 123,9	(^e)	252,5	1,1 (— 3)	[9]
254,7		5 (— 3)	20	334,5 — 79,8		254,2	4,6 (— 3)	[9]
256,3	0,2	7,4 (— 2)	5	286,2 — 29,9		256,2	6 (— 2)	[9]
263,0	0,2	1 (— 3)	12	342,9 — 79,8		262,9	1 (— 3)	[9]
(268,0)	0,5	6 (— 5)	35	(329,9 — 61,5)				
273,0	0,2	5 (— 3)	15	334,5 — 61,5		272,5	4,8 (— 3)	[9]
279,8	0,2	5 (— 4)	25	329,9 — 50,2		279,5	3,9 (— 4)	[9]
281,4	0,2	1,7 (— 3)	25	342,9 — 61,5		281,3	1,7 (— 3)	[9]
285,4	0,3	5 (— 4)	25	460,2 — 174,7	(^s)	283,8	6,6 (— 4)	[9]
286,2	0,2	1,6 (— 2)	5	286,2 — 0		286,1	1,5 (— 2)	[9]
292,5	0,3	7 (— 4)	25	342,9				
				ou 342,5	(^t)	292,4	3,9 (— 4)	[9]
296,6	0,2	4,8 (— 3)	13	376,4 — 79,8		296,4	4,2 (— 3)	[9]
300,0	0,2	2,2 (— 2)	10	329,9 — 29,9		299,8	1,9 (— 2)	[9]
304,5	0,2	1,0 (— 2)	10	334,5 — 29,9		304,4	8,9 (— 3)	[9]
308,4	0,3	1,4 (— 4)	30	432,4 — 123,9				
312,7	0,2	5 (— 3)	15	342,5 — 29,9		312,6	4,3 (— 3)	[9]
314,9	0,2	4,7 (— 3)	15	376,4 — 61,5		314,8	3,9 (— 3)	[9]
319,2	0,2	3,4 (— 4)	12	369,4 — 50,2		319,4	2 (— 4)	[9]
(326,4)	0,5	~ 3 (— 4)		376,4 — 50,2	(^u)			
329,9	0,2	2,8 (— 2)	9	329,9 — 0		329,7	2,4 (— 2)	[9]
334,5	0,2	1,1 (— 2)	13	334,5 — 0		334,2	8,6 (— 3)	[9]
342,5	0,2	4,2 (— 3)	17	342,5 — 0		342,4	3,3 (— 3)	[9]
346,5	0,5	1 (— 4)	40	376,4 — 29,9		346,5	5 (— 5)	[9]
350,5	0,2	1,2 (— 3)	15	350,5 — 0		350,6	1,2 (— 3)	[9]
352,7	0,3	1,3 (— 4)	35	432,4 — 79,8				
362,6	0,2	5 (— 5)	20	424,1 — 61,5		362,3	5 (— 5)	[9]
369,4		{ ~ 6 (— 5) }		369,4 — 0	(^v)	369,4	6 (— 5)	[9]
370,9		{ ~ 7 (— 5) }	25	432,4 — 61,5			≤ 5 (— 5)	[9]
374,5	1	1,4 (— 5)	35	405 — 29,9		376,0	6 (— 5)	[9]
(382,5)	1	~ 6 (— 5)		(432,4 — 50,2)		382,5	6 (— 5)	[9]
383,6	0,2	5 (— 4)	20	445,1 — 61,5		383,3	4,4 (— 5)	[9]
(399)	1,5	~ 2 (— 5)		(460,2 — 61,5)		398,9	9 (— 5)	[9]
402,6	0,3	1,2 (— 4)	30	432,4 — 29,9	(^w)			
415,2	0,3	1,7 (— 5)	25	445,1 — 29,9			< 3 (— 5)	[9]
432,4	0,2	5 (— 5)	20	432,4 — 0		432,4	7 (— 5)	[9]
					(^x)	438,0	7 (— 5)	[9]
(442,5)	1	6 (— 7)			(^x)	442,8	4 (— 5)	[9]

(^e) Ligne γ résultant d'une décomposition basée sur l'énergie des électrons de conversion.

(^s) L'intensité et l'énergie sont celles observées en coïncidences α - γ . Sur le spectre direct à haute statistique, la meilleure décomposition donne 285,3 keV et 6 (— 4). Nous ne trouvons pas le rayonnement de 283,8 de [9].

(^t) L'énergie trop peu précise en γ et en électrons ne permet pas de fixer mieux l'origine de cette transition visible en coïncidences.

(^u) Une limite de 6 (— 5) est fixée par [9] pour ce rayonnement. Notre détermination très imprécise, mais à statistique élevée, est basée sur une anomalie dans la descente de l'intense raie de 330 keV.

(^v) Cette décomposition de raies a été effectuée sur un spectre dont les résidus de descendants, de l'ordre de 0,1 %, avaient été compensés par soustraction des spectres de (Ra + Rn + Po) et (Pb + Bi) jusqu'à annulation des lignes intenses et caractéristiques de ceux-ci.

(^w) Cette transition a été déterminée, comme en (^v), après annulation des raies intenses de 401,7 et 404,8 keV des descendants.

(^x) La figure 4 montre qu'à ces énergies on ne trouve pas les pics cités par [9], du moins avec les intensités données.

TABLEAU I (suite)

						AUTRES AUTEURS		
E (keV)	$\pm \Delta E$	I	$\pm \%$	ATTRIBUTION	RE-MARQUES	E	I	RÉF.
445		< 1 (— 5)			(^y)		< 1 (— 4)	[9]
448	0,6	$\sim 1,5$ (— 6)		(908,0 — 460,2)				
452,7	0,6	~ 1 (— 6)		(787,0 — 334,5)				
457,5	1	~ 7 (— 7)		(787,0 — 329,9)				
(462)	1	~ 5 (— 7)		(513 — 50,2)				
(466,5)	1	~ 5 (— 7)		(589 — 123,9)				
480	1	~ 3 (— 6)	± 30	(823,1 — 342,9)				
482	1	1,4 (— 6)	± 30	(858,6 — 376,4)				
493,1	0,2	5,5 (— 6)	15	823,1 — 329,9				
507,4	0,3	4 (— 6)	20	842,2 — 334,5				
516,4	0,3	1,8 (— 6)	20	858,5 — 342,5				
524,3	0,4	1,5 (— 6)	20	858,5 — 334,5				
535	1,2	1 (— 6)	30	(905 — 369,4)				
537,0	0,3	1,1 (— 5)	15	823,1 — 286,2				
552,4	0,5	2,3 (— 6)	20	787,0 — 234,9				
556,5	0,5	2,2 (— 6)	20	842,2 — 286,2				
569,0	0,3	6 (— 6)	15	803,5 — 334,5				
575,7	0,7	1,3 (— 6)	20	926,3 — 350,5				
578,5	0,7	1,3 (— 6)	20	858,5 — 280,3				
589	0,6	6 (— 7)	25	(823,1 — 234,9)				
(596)	1	~ 1 (— 7)		(926,3 — 329,9)				
607,5	0,4	1,8 (— 6)	20	842,2 — 234,9				
621,4	0,5	6 (— 7)	25	908,0 — 286,2				
623,8	0,5	1,6 (— 6)	25	1 000 — 376,4				
632,3	0,7	1,4 (— 6)	20	~ 713 — 79,8				
641,0	0,5	2 (— 7)	30	971,2 — 329,9				
644,2	0,5	5 (— 7)	30	878,8 — 234,9				
(648,5)	0,5	2 (— 7)	30	(823,1 — 174,7)				
663,1	0,5	6 (— 7)	30	~ 713 — 50,2				
692,0	0,7	4 (— 7)	30	926,3 — 234,9				
(704,3)	0,5	8 (— 7)	20	(878,8 — 174,7)	(^z)			
707,2	0,7	4 (— 7)	30	787,0 — 79,8				
(718,5)	1	3 (— 7)	40	(842,2 — 123,9)				
722,1	0,6	3,8 (— 6)	± 30	784,2 — 61,5	(aa)	723	(Fr \rightarrow Ra)	[10]
723,6	0,6	2,7 (— 6)	± 40	803,5 — 79,8				
734,4	0,5	1 (— 6)	± 40	784,2 — 50,2				
735,5	0,5	1,6 (— 6)	± 30	858,5 — 123,9				
738,4	1	7 (— 7)	25	(787,0 — 50,2)				
746,4	0,7	1 (— 6)	40	826,0 — 79,8		747	(Fr \rightarrow Ra)	[10]
748,5	0,5	3 (— 6)	20	878,8 — 130,3				
754,0	{ 0,6 0,6	~ 1 (— 6)	25	784,2 — 29,9	(aa)	756	(Fr \rightarrow Ra)	[10]
		~ 1 (— 6)	25	803,5 — 50,2				
756,9	0,2	~ 8 (— 6)	25	787,0 — 29,9				
756,9	0,2	~ 2 (— 6)	25	817,5 — 61,5				
762,2	0,5	2,6 (— 6)	20	842,2 — 79,8				
766,3	0,5	3 (— 6)	20	826,0 — 61,5	(ab)	766	(Fr \rightarrow Ra)	[10]
773	0,8	1,3 (— 6)	40	823,1 — 50,2				

(^y) La limite supérieure donnée ici a été obtenue au moyen d'une expérience séparée avec 10^{-4} de dérivés. On peut donc admettre que le niveau 445 n'a pas de transition fondamentale mesurable, ce qui fournit une limite inférieure pour le spin.

(^z) Dans le spectre, cette raie est superposée à une raie de Bi dont l'intensité est deux fois plus forte.

(aa) Voir dans le texte le commentaire concernant le partage des intensités.

(ab) Dans le spectre, cette raie est partagée entre Ra et Bi en proportions égales.

TABLEAU I (*suite*)

E (keV)	$\pm \Delta E$	I	$\pm \%$	ATTRIBUTION	RE-MARQUES	AUTRES AUTEURS		
						E	I	Réf.
775,3	0,2	1,5 (— 5)	10	826,0 — 50,2		776	(Fr → Ra)	[10]
780,5	0,3	3,2 (— 6)	20	842,2 — 61,5				
784,2	0,5	1 (— 6)	25	784,2 — 0				
787,4	0,5	9 (— 7)	25	787,0 — 0	^(aa)	784	(Fr → Ra)	[10]
		4 (— 7)	25	817,5 — 29,9				
792,6	0,6	4 (— 7)	25	~ 792 — 0	^(aa)	793	(Fr → Ra)	[10]
		3 (— 7)	25	823,1 — 29,9				
796,8	0,2	8 (— 6)	10	858,5 — 61,5		797	(Fr → Ra)	[10]
803,5	0,2	9,7 (— 6)	10	803,5 — 0		804	(Fr → Ra)	[10]
(807,5)		~ 5 (— 7)		(858,5 — 50,2)				
812,2	0,2	2,7 (— 5)	10	842,2 — 29,9		813	(Fr → Ra)	[10]
818,0	1	1 (— 6)	30	878,8 — 61,5				
		3 (— 7)	40	817,5 — 0				
823,1	0,2	2,5 (— 5)	10	823,1 — 0		823	(Fr → Ra)	[10]
826,0	1	2 (— 6)	30	~ 826,0 — 0				
828,5	0,5	1 (— 7)	40	858,5 — 29,9	^(aa)	826	(Fr → Ra)	[10]
		2 (— 6)	25	908,0 — 79,8				
837,3	0,3	4 (— 6)	10	867,3 — 29,9		~ 840		
						+	(Fr → Ra)	[10]
842,2	0,3	6 (— 6)	10	842,2 — 0		~ 835		
846,7	0,5	1,5 (— 6)	20	926,3 — 79,8		~ 847	(Fr → Ra)	[10]
848,7	0,5	6 (— 7)	30	878,8 — 29,9				
854,3	0,5	7 (— 7)	20	(884 — 29,9)				
857,3	0,7	6 (— 7)	30	908,0 — 50,2				
858,8	0,3	2,4 (— 6)	15	858,6 — 0		~ 860	(Fr → Ra)	[10]
(863)	1	2 (— 7)	40	(943 — 79,8)		~ 864	(Fr → Ra)	[10]
867,5	0,5	7 (— 7)	20	867,3 — 0				
876,2	0,4	1,6 (— 6)	30	926,3 — 50,2		876,5	(Fr → Ra)	[10]
878,2	0,4	1,2 (— 6)	30	908,0 — 29,9				
891	1	2 (— 7)	30	891 — 0		~ 893	(Fr → Ra)	[10]
893	1	1,3 (— 7)	30	943 — 50,2				
896,1	0,5	1,1 (— 6)	25	926,3 — 29,9		897	(Fr → Ra)	[10]
908,2	0,2	2,1 (— 5)	15	908,0 — 0		908	(Fr → Ra)	[10]
910	1	1,5 (— 7)	40	971,2 — 61,5				
920	0,5	1,2 (— 7)	25	1 000 — 79,8				
927	1	7 (— 8)	30	926,3 — 0				
938	0,8	~ 1 (— 7)	40	1 000 — 61,5				
941,6	0,3	7,2 (— 7)	15	971,2 — 29,9				
958,7	0,3	6,2 (— 7)	20	1 020 — 61,5				
970,0	0,4	3 (— 7)	20	1 000 — 29,9				
(971,7)	1	~ 1 (— 7)	50	(971,2 — 0)				
(988)	1							
990	0,7	3,5 (— 7)	25	1 020 — 29,9				
(995)	1	~ 7 (— 8)		(1 025 — 29,9)				
999,8	0,5	3 (— 7)	25	1 000 — 0				
1 015,2	0,7	1,5 (— 7)	25	1 015 — 0	^(ac)			
1 020	1	2 (— 7)	30	1 020 — 0				
1 025	1	1,5 (— 7)	30	1 025 — 0				

^(aa) Voir dans le texte le commentaire concernant le partage des intensités.

^(ab) et ^(ac) Dans le spectre observé, cette raie appartient en partie à Bi. Pour les soustractions effectuées en ^(z), les standards d'intensité de Bi ont été les rayonnements de 832 et 1 109 keV.

été examinée sans filtration (0,6 mm Be, diode Ge-Li par la tranche) ou avec un filtre de 1 mm Pb + 2 mm Cu + 2 mm Al. Dans ce cas, les sources restent assez faibles, de 20 à 100 μCi . Le thorium est extrait par le T.T.A. en solution benzénique. Le complexe dans le benzène est soumis à un lavage continu (fig. 1) par une solution HNO_3 -0,02N introduite goutte à goutte et avec agitation. Le niveau de la solution est maintenu

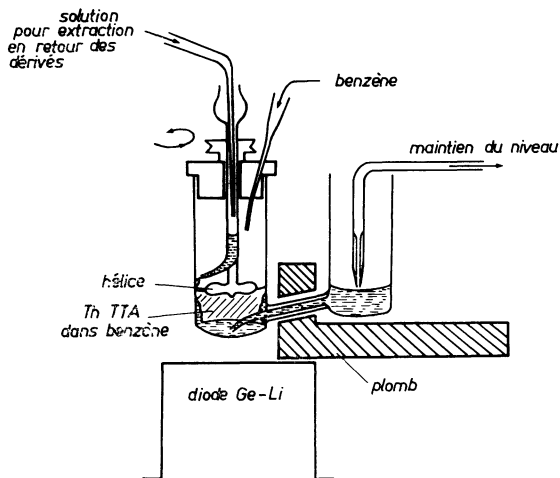


FIG. 1.

constant par aspiration dans le deuxième compartiment, le volume de la solution benzénique étant réajusté toutes les quatre heures car la solubilité du benzène dans l'eau n'est pas négligeable.

Ce procédé donne lieu à des pertes particulièrement faibles et permet d'accumuler les résultats pendant plusieurs jours. Cependant, la purification moyenne n'excède pas 2 à 3 ‰ par suite d'une certaine fixation sur les parois de verre.

Là où les dérivés pouvaient obscurcir le spectre de ^{227}Th , celui-ci a été corrigé ensuite par soustraction du spectre des dérivés ($^{223}\text{Ra} + ^{219}\text{Rn} + ^{215}\text{Po}$) et ($^{211}\text{Pb} + ^{211}\text{Bi}$) jusqu'à annulation des lignes intenses de ceux-ci.

b) *Région d'énergie > 440 keV.* — L'étude des rayonnements de faible intensité nécessite la suppression presque complète des rayonnements très intenses, situés entre 200 et 330 keV, qui surchargent l'électronique et ne permettent pas une vitesse d'acquisition suffisante pour le spectre d'énergie plus élevée. Le filtre utilisé a été à cet effet 12 mm Pb + 5 mm Cu + 5 mm Al. Corrélativement les sources étaient plus intenses : 5 à 10 mCi, et le procédé précédent n'est plus possible car le T.T.A. se décompose trop rapidement sous l'effet du rayonnement.

Le thorium a donc été fixé sur une colonne de résine Dowex 50 de 15 cm \times 3 mm, enroulée en

spirale, disposée au-dessus de la diode dans le filtre, et chauffée dans un bain d'huile à 80°. On peut atteindre ainsi un degré de purification élevé, mais au prix d'une élution notable du thorium lui-même. La période d'élution du thorium est de l'ordre de 7^h pour une purification à 10^{-4} et de l'ordre de 20^h pour une purification de 5×10^{-4} . Ceci nécessite, pour une accumulation de spectre de 5 jours, des récupérations avec recyclage du produit. L'élution avec HNO_3 -3N (purification 10^{-4}) a permis de constater que tout le rayonnement de 445 keV observé était dû à la désintégration $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{219}\text{Rn}$. L'accumulation principale (^{120}h) a été faite avec élution à 4N (purification 10^{-3} et 4 recyclages).

3. MESURES AVEC CANALISEUR. — Dans certaines régions d'énergie, la densité de lignes est très élevée et des lignes intenses alternent avec des lignes faibles. Quelques spectres ont été relevés avec une source sévèrement canalisée (canaliseur en cupro-tungstène de densité superficielle 50 g/cm²) où la détection se fait seulement par le centre de la zone intrinsèque de la diode. L'échappement Compton étant notablement diminué, le pic d'énergie totale est très symétrique, ce qui facilite l'analyse des pics faibles entourés de pics intenses.

4. MESURES EN COÏNCIDENCES. — Des mesures de coïncidences multidimensionnelles α - γ ont été effectuées pour vérifier certains emplacements dans le schéma de niveaux. Ces quelques points précis sont cités dans les notes qui suivent le tableau I.

Résultats. — Les résultats expérimentaux sont reproduits dans les figures 2 à 6.

La figure 2 donne le spectre γ de 0 à 120 keV relevé avec une diode Ge-Li de résolution 0,8 keV à 100 keV ⁽¹⁾. Les figures suivantes ont été obtenues avec une diode de plus grand volume, de résolution 1,8 keV à 100 keV : figure 3, spectre de 110 à 260 keV sans filtre; figure 4, spectre de 230 à 450 keV, avec filtre de 1 mm Pb; figure 5, spectre de 440 à 780 keV et figure 6, de 780 à 1 100 keV, avec filtre de 12 mm Pb. Il faut noter que le spectre de la figure 6, à statistique pauvre, malgré une accumulation de 800 mCi-heure, a été lissé.

L'ensemble des résultats numériques est donné dans le tableau I.

Nos résultats sont, en basse énergie, comparés à ceux de Davidson *et al.* [9]. Au-dessus de 450 keV, l'autre source d'information est l'étude de la désintégration $^{223}\text{Fr} \xrightarrow{\beta} ^{223}\text{Ra}$ [10] qui alimente un certain nombre des mêmes niveaux que ^{227}Th . Les règles de sélection et les effets de barrière font que les alimentations sont

⁽¹⁾ Nous remercions M. P. Paris qui nous a permis d'utiliser cette diode à haute résolution.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BASTIN-SCOFFIER (G.), LEANG (C. F.) et WALLEN (R. J.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1964, **258**, 6397.
 - [2] BRIANÇON (Ch.) et VIEU (C.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1966, **262**, 1306.
 - [3] BRIANÇON (Ch.) et FRILLEY (M.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1966, **263**, 1261.
FRILLEY (M.), Communication privée (1967).
 - [4] BRIANÇON (Ch.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1967, **264**, 1682.
 - [5] BRIANÇON (Ch.) et VIEU (C.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1968, **267**, 651.
 - [6] VIEU (C.), BRIANÇON (Ch.), BASTIN (G.), LEANG (C. F.), TRÉHERNE (J.) et WALLEN (R. J.), Congrès Moscou, janvier 1966, *Izv. Akad. Nauk. SSSR*, 1967, **31**, 83.
 - [7] VIEU (C.), Thèse 3^e cycle, Paris, 1966.
 - [8] PILGER Jr (R. C.), Thèse UCRL 3877 (1957).
 - [9] DAVIDSON (W. F.) et CONNOR (R. D.), *Nuclear Physics*, 1968, A **116**, 342.
 - [9 bis] *Idem*, pré tirage.
 - [10] MARIA (H.), YTHIER (C.), POLAK (P.) et WAPSTRA (A. H.), *Physica*, 1967, **34**, 571.
 - [11] BRIANÇON (Ch.), LEANG (C. F.) et WALLEN (R. J.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1968, **266**, 1533.
 - [12] PÉGHAIRE (A.), Thèse 3^e cycle, Paris, 1969 (à paraître).
 - [13] WALLEN (R.) et LEANG (C. F.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1968, **266**, 734.
-